

分散性固気液三相流中に誘起される乱れの構造の数値解析*

北 川 石 英^{*1}, 村 井 祐 一^{*2}
太 田 淳 一^{*2}, 山 本 富士夫^{*2}Numerical Analysis of Turbulence Structures Induced
in a Dispersed Three-Phase FlowAtsuhide KITAGAWA^{*3}, Yuichi MURAI,
Junichi OHTA and Fujio YAMAMOTO^{*3} Fukui University, Dept. of Mechanical Engineering, Bunkyo, 3-9-1, Fukui, Fukui, 910-8507 Japan

This paper is concerned with a numerical method and its application to the prediction for turbulence structure which is induced in three-phase flows containing bubbles and particles. The Eulerian-Lagrangian model for three-phase flows has been constructed since the mathematical validity of the model was confirmed for bubbly two-phase flow in previous papers. Two- and three-dimensional predictions were carried out and provided detailed phenomenological information on three-phase interaction processes. When the bubble and the particle volume fractions were less than 5%, generation of kinetic energy was reduced more in three-phase flow than in two-phase flow, because of decrease in body force spectrum. Especially, the turbulence with long wave length was not strongly grown because of cancelation of meso-scale body force due to local dispersion of the bubbles and the particles. Resultant slope of energy spectrum in high wavenumber region became much calmer than the similar phenomena in bubbly two-phase flow cases.

Key Words: Numerical Analysis, Multiphase Flow, Turbulent Flow, Three-Phase Flow, Computational Fluid Dynamics, Finite Differential Method

1. 序 論

液体中に気泡と粒子を同時に含む流れを分散性固気液三相流と呼ぶ。この種の流れは特殊なものと思われがちであるが、成分が制御されていない自然の水には、微細な気泡や粒子が、気泡核や不純物という形で大量に含まれており、本来的には多くの流れが三相流に属する。また、工業機器においては化学処理、スラリー輸送、エアリフトポンプ、サイクロン分級層などで見受けられ、すでに、三相流の流体力学的な特徴を機能的に利用した設計例も知見する。例えば、反応促進を目的とした粒子混入による気泡界面積濃度の増加、微細粒子の投入による溶存ガス液体の発泡促進、気泡吹込みによるたい積した微粒子の巻上げなどが挙げられる。これらはいずれも気泡と粒子の間の重力や慣性力の差を利用した技術といえよう。また、原子炉冷却循環系統における金属摩耗粉やグラッドのたい積分布の予測では、実際に高精度の数値解析や実験計測が不可欠となっている。

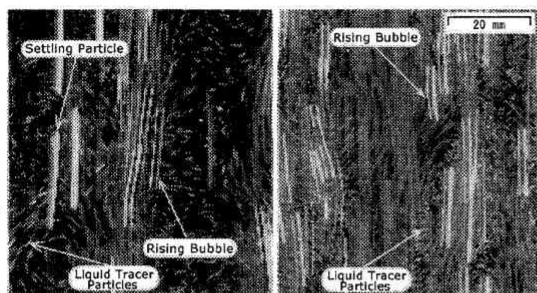
三相流を媒体とする機器の設計において最も重要な視点は、二相流に関する知見を線形的に重ね合わせただけでは説明できないような、三相流特有の流動構造を見いだすことにある。例えば、坂口らは鉛直円管内スラグ流中に粒子を混入させたときの効果⁽¹⁾、南川らは三相流時のボイド率分布の変遷について実験例⁽²⁾を示している。しかしながら三相流時に起こりうるさまざまな現象を包括的に実験調査するには、その支配因子の多さゆえに膨大な時間と労力を要することは明らかである。さらに、実験条件の簡便な制御方法やはん用的な計測ツールのないことから、多くは可視化に基づく観察が作業の主体となり、現状では定量的な知見を即座に得にくいという問題がある。本研究では、このような現状に対して、数値解析による現象解明を進めることを狙いとしている。

分散性固気液三相流の数値解析に関しては、ドリフトフラックスモデルに基づく一次元解析⁽³⁾が代表的であるが、ミクロな現象の計算としてはCIP法を用いた三相同時解析⁽⁴⁾や多流体モデル⁽⁵⁾の応用が可能である。一方、著者らは気泡流中に誘起される乱れの構造について、Euler-Lagrangeモデル(以下ではE-Lモデル)による解析を行い、気泡の直径より大きな空間スケールで生じる乱れのエネルギースペクトルを良

* 原稿受付 1999年6月17日。

^{*1} 准員、福井大学大学院 (〒910-8507 福井市文京3-9-1)。^{*2} 正員、福井大学工学部。

E-mail: kitagawa@fv.mech.fukui-u.ac.jp



(a) Three-Phase Flow (b) Bubbly Flow

Fig. 1 Experimental Image of Liquid Fluctuation

好に予測することに成功した⁽⁶⁾⁽⁷⁾。気泡流に対するE-Lモデルは、三相流に応用するに当たって計算流体力学上の新たな課題をもたらすことはなく、その利用によってさまざまな知見の獲得が可能である。またすでに得られている気泡流の乱れ生成機構との対比により、三相流特有の現象が何であるかについて、いわば“数値計算先導”的に明らかにすることができると期待される。

本報告では、分散性三相流中で自然に誘起される乱れの解明に的をしぼり、重力環境のもと、静止液体中で気泡群が上昇し、粒子群が沈降するという流れ場について解析を行う。この流れでは、分散相の浮力・重力によってある特定の構造の自然対流がもたらされるが、流路内流れや噴流など、圧力こう配や強いせん断によってドライブされる流への中でも、その自然対流が二次的な流れとなって現れ、流動の偏りや振動を発生する可能性がある。図1(a)にその実験観察写真の一例を示す。ほぼ直線的に対向する気泡群と粒子群の間に、ある特定の空間スケールの乱れが発生しており、かくはん・混合やエネルギー損失に大きく寄与する様子がうかがわれる。また、図1(b)との比較より、気泡流よりも三相流時のほうが液体中に形成される渦スケールが小さいのがわかる。本報では、種々のパラメータ調査を通じ、(a)粒子と気泡の接近により重力の効果が相殺され体積力が減少すること、(b)その結果、液相の運動エネルギーは特に低波数帯で気泡流時よりも低下すること、などが明らかとなったので報告する。

2. 数値解析手法

流れ場を三次元・非定常・非圧縮・粘性流れとする。分散相である気泡と粒子の運動の記述には、ラグランジュ型で記述された並進運動方程式を用いる。一方、連続相と分散相の混合体は、連続体として扱われ、オイラー型の保存方程式により記述する。対象とする

流れ場は、液体に主流をもたない立方体の領域とし、その境界の6面にはすべて周期境界条件を採用する。これにより、流路内流れで必然的に生じる流れ方向の圧力こう配や壁面せん断力を除去することができ、分散相によって誘発される乱れの特徴のみを効果的に抽出することができる。ソルバーにはHSMAC法⁽⁸⁾、移流項の差分スキームには三次元CIP法⁽⁹⁾を適用した。さらに、分散相と連続相の間の局所的な相互作用を厳密に計算するため、分散体を重心とする格子平均値により連続相との物理量の受渡しを行う方法(TD法⁽¹⁰⁾)を導入した。これらの詳細の説明については、引用文献を参照いただきたい。以下、記号、仮定、および支配方程式を示す。

2.1 記号および添字

- f : 体積率
- ρ : 密度
- \mathbf{u} : 速度ベクトル
- p : 圧力
- β : 付加質量係数
- C_d : 抗力係数
- R : 分散体半径
- α : 分散相体積率
- g : 重力加速度
- μ : 粘性係数

添字

- L : 液相
- G : 気相
- S : 固相
- D : 分散相

2.2 仮定 支配方程式を定式化するにあたり次の仮定を用いた。

- (1) 気泡と粒子のサイズは、流れの代表長さに比べて十分に小さい。
- (2) 気泡と粒子の形状は球形であるとする。本研究で扱う気泡レイノルズ数は200以下、気泡ウェーバ数は1.0以下であり、よい近似といえる。
- (3) 気泡の合体・分裂および分散体間に作用する近傍場の相互作用力を無視する。本研究で扱う分散相の体積率は5%以下である。
- (4) 気泡と粒子の付着・反発など、異分散相間の直接的な相互作用を無視する。
- (5) 分散体の界面を介する物質移動はない。
- (6) 流れ場全体は等温とし、温度非平衡はない。

2.3 支配方程式 2.2節の仮定を用いて、固気液三相流、気泡および粒子について以下の諸式が導かれる。

- ・液相の質量保存方程式

$$\frac{\partial f_L \rho_L}{\partial t} + \nabla \cdot f_L \rho_L \mathbf{u}_L = 0. \quad (1)$$

- ・気相の体積率の式

$$f_G = \frac{1}{V} \int_V f_{G, \text{Local}} dV. \quad (2)$$

- ・固相の体積率の式

$$f_S = \frac{1}{V} \int_V f_{S, \text{Local}} dV. \quad (3)$$

ここで式(2), (3)における積分核 f_{Local} は1か零のいずれかの値をもつ相関数で, 積分領域は各分散体の重心座標を中心とする差分格子体積 V である. この積分方法の詳細は, 文献(10)をご参照いただきたい.

- ・気相の座標追跡式

$$\mathbf{x}_G = \mathbf{x}_G(0) + \int_0^t \mathbf{u}_G dt. \quad (4)$$

- ・固相の座標追跡式

$$\mathbf{x}_S = \mathbf{x}_S(0) + \int_0^t \mathbf{u}_S dt. \quad (5)$$

- ・固気液三相流の運動量保存方程式

$$\begin{aligned} & \frac{\partial f_L \rho_L \mathbf{u}_L}{\partial t} + \nabla \cdot f_L \rho_L \mathbf{u}_L \mathbf{u}_L + \frac{\partial f_G \rho_G \mathbf{u}_G}{\partial t} \\ & + \nabla \cdot f_G \rho_G \mathbf{u}_G \mathbf{u}_G + \frac{\partial f_S \rho_S \mathbf{u}_S}{\partial t} + \nabla \cdot f_S \rho_S \mathbf{u}_S \mathbf{u}_S \\ & = -\nabla p - (f_L \rho_L + f_G \rho_G + f_S \rho_S) \mathbf{g} \\ & + (\mathbf{F}_{LL} + \mathbf{F}_{GG} + \mathbf{F}_{SS}), \quad (6) \end{aligned}$$

ただし,

$$\mathbf{F}_{LL} = \nabla \cdot \mu \left[\nabla \mathbf{u}_L + \nabla \mathbf{u}_L^T - \frac{2}{3} (\nabla \cdot \mathbf{u}_L) \mathbf{I} \right], \quad (7)$$

$$\mu = \left(1 + f_G + \frac{5}{2} f_S \right) \mu_L, \quad (8)$$

$$\mathbf{F}_{GG} = 0, \quad (\text{気泡間相互作用力など}) \quad (9)$$

$$\mathbf{F}_{SS} = 0, \quad (\text{粒子間相互作用力など}) \quad (10)$$

- ・気泡の並進運動方程式

$$\begin{aligned} & \frac{d}{dt} (\rho_{Gk} V_{Gk} \mathbf{u}_{Gk}) + \frac{d}{dt} (\beta \rho_L V_{Gk} \mathbf{u}_{Gk}) \\ & - \frac{D_L}{Dt} (\beta \rho_L V_{Gk} \mathbf{u}_L) + \rho_{Gk} V_{Gk} \mathbf{g} + V_{Gk} \nabla p \\ & - V_{Gk} \mu \left[\nabla^2 \mathbf{u}_L + \frac{1}{3} \nabla (\nabla \cdot \mathbf{u}_L) \right] \\ & + \frac{1}{2} \rho_L (\pi r_{Gk}^2) C_D |\mathbf{u}_{Gk} - \mathbf{u}_L| (\mathbf{u}_{Gk} - \mathbf{u}_L) \\ & + \frac{1}{2} \rho_L V_{Gk} (\mathbf{u}_{Gk} - \mathbf{u}_L) \times (\nabla \times \mathbf{u}_L) = 0. \quad (11) \end{aligned}$$

- ・粒子の並進運動方程式

$$\begin{aligned} & \frac{d}{dt} (\rho_{Sk} V_{Sk} \mathbf{u}_{Sk}) + \frac{d}{dt} (\beta \rho_L V_{Sk} \mathbf{u}_{Sk}) \\ & - \frac{D_L}{Dt} (\beta \rho_L V_{Sk} \mathbf{u}_L) + \rho_{Sk} V_{Sk} \mathbf{g} + V_{Sk} \nabla p \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & - V_{Sk} \mu \left[\nabla^2 \mathbf{u}_L + \frac{1}{3} \nabla (\nabla \cdot \mathbf{u}_L) \right] \\ & + \frac{1}{2} \rho_L (\pi r_{Sk}^2) C_D |\mathbf{u}_{Sk} - \mathbf{u}_L| (\mathbf{u}_{Sk} - \mathbf{u}_L) \\ & + 3.23 \mu_L r_{Sk} \sqrt{Re_S} (\mathbf{u}_{Sk} - \mathbf{u}_L) \times \frac{\boldsymbol{\omega}}{|\boldsymbol{\omega}|} = 0. \quad (12) \end{aligned}$$

ただし,

$$\beta = \frac{1}{2}. \quad (13)$$

$$Re_S = \frac{(2r_S)^2 |\boldsymbol{\omega}|}{\nu_L} \quad (14)$$

$$\boldsymbol{\omega} = \nabla \times \mathbf{u}_L. \quad (15)$$

$$C_D = \frac{24}{Re} + \frac{4.0}{\sqrt{Re}} + 0.4. \quad (16)$$

ここで, k は, 個々の分散体のラベル番号を示す.

- ・三相流の体積拘束条件

$$f_L + f_G + f_S = 1. \quad (17)$$

なお, 本研究では, 液体中の不純物が十分に除去されていない汚れ系⁽¹¹⁾を想定し, 気泡と粒子の抗力係数 C_D を同一式で与えた. これは気泡界面の電氣的極性により不純物が集積し, 固体被膜化するという原理による. 固気液三相流では, 気液二相流に比べ液体中の不純物濃度が高いことが予想されるため, 汚れ系で考えるほうが実験との対比が容易と思われる. また, 抗力係数を同一式とすることによって, 気泡と粒子の終端速度が等しい条件で, 慣性力や揚力の差異がもたらす影響が明確化される. これに対し, 気泡と粒子に対する履歴力⁽¹²⁾は, 今回, 無視することとした. 現状では気泡と粒子の履歴力の差異が十分に解明されておらず, かつ, 広く認知されたモデルがない. さらに, 粒子の揚力についても高 Re 数時では統一的なモデルがないため, 便宜的に Saffman 揚力⁽¹³⁾により近似し, 回転揚力は無視することとした. 一方, 気泡には Auton⁽¹⁴⁾の慣性揚力を用いた. これらのより厳密なモデルについては, 今後, 調査の必要があることを付記しておく.

Table 1 Simulation Conditions for 2-D Analysis

| | |
|-------------------------------|--------------------------------|
| Calculation Domain | = 0.5 m × 0.5 m |
| Grid Division Number | = 100 × 100 |
| Time Integration Step | = 0.001 sec |
| Simulation Period | = 5.000 sec |
| Kinematic Viscosity of Liquid | $10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$ |
| Gravitational Acceleration | 9.806 m/s^2 |
| Density of Gas | 0 kg/m^3 |
| Density of Liquid | 10^3 kg/m^3 |
| Density of Solid | $2 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$ |
| Average Dispersion Radius | $R=0.3 \text{ mm}$ |

3. 二次元解析

気泡と粒子を同時に含む流れ場の三次元構造から、現象の秩序性を見いだすことは容易な作業ではない。本節では、定性的な現象の理解を優先し、まず、水平方向と鉛直方向から成る二次元三相流の解析を実行する。表1に、その計算条件を示す。ここで、 R は分散体の平均半径であり、個々の R は $\pm 0.01R$ だけ一様な半径分散をもつとする。なお、二次元および三次元解析の両方において、分散体の初期配置は、一様乱数によるランダム配置とし、その個数は、二次元計算において気泡1000個、粒子1000個、三次元計算において気泡7500個、粒子7500個とした。また、粒子の密度については本来、幅広く変化させて調査したいところであるが、気相と固相がもたらす体積力が計算領域全体による平均値として零になる条件(2000 kg/m^3)だけを扱うことにした。これは、いずれか一方の相の体積力が支配的な条件よりも、三相流動の特異性を調査しやすいためである。

3.1 運動エネルギー 図2は、三相流中の液相

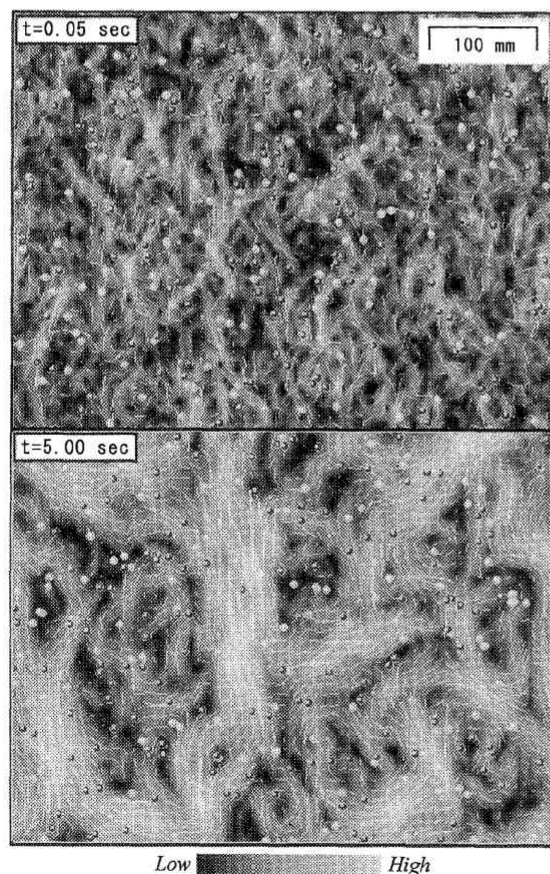


Fig. 2 Time Evolution of Kinetic Energy in Liquid Phase ($\alpha_g=2.5\%$, $\alpha_s=2.5\%$) (○: Bubble, ●: Particle, —: Liquid Velocity, Gray-scale: Kinetic Energy)

運動エネルギー(濃淡)、液相速度ベクトル、粒子・気泡分布の一例である。図2は、計算領域のうち $0.4 \times 0.5 \text{ m}$ の領域を拡大表示したものである。なお、 α_g , α_s は、それぞれ気相と固相の体積率を示す。分散体と液相との相互干渉により、最初にまず小さな空間スケールの乱れが誘起される。時間の経過に伴って、それらの乱れに力積が与えられ、渦となって大きく成長していく。最終的には、液相の粘性により渦同士の干渉が起こり、乱流に酷似した流動形態に発達する。このような乱れの成長過程は気泡流の逆エネルギーカスケード⁽⁶⁾⁽⁷⁾と類似する現象である。図3は、気相と固相の体積率を独立に変化させ、重力付加後時刻4~5sの1sにおける系内の平均運動エネルギー E_k を検出した結果である。なお、図3中の[]内の数字については、後で説明する。図3より、以下のことがわかる。

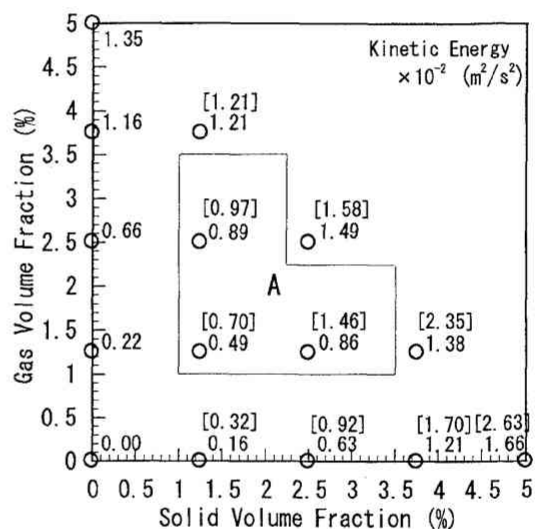


Fig. 3 Kinetic Energy of Each Phase

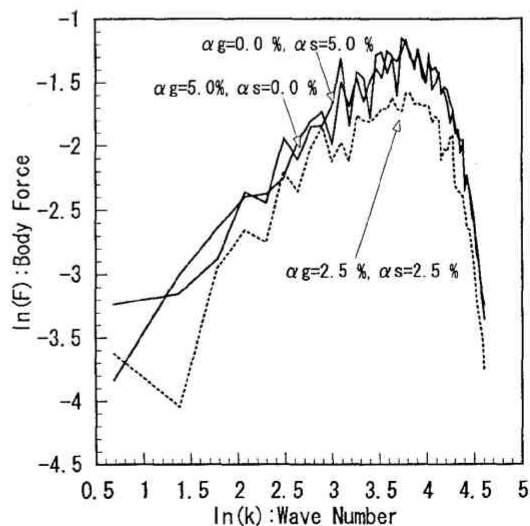


Fig. 4 Body Force of Each Phase

(1) 両分散相を含んだ三相流時の運動エネルギーは、単に各相のその線形和ではない、(2) 細線で囲ったAの領域では、運動エネルギーが、同じ総体積率のほかの二相流に比べて小さい。(1)と(2)の原因は、図4によって説明される。図4は、同じ体積率における気泡流、粒子流、三相流の体積力スペクトルを数値的に検出した結果である。図4より、三相流では、他の二相流に比べて全体的に体積力が低下することがわかる。これは、気泡のもつ浮力、粒子のもつ重力の影響が局所的に相殺するという三相流特有の効果を明確にしている。なお、このことは格子サイズを変化させても同様であることが確認された。

しかし図3によると、総体積率が5%の場合の運動エネルギーは、気泡流よりも三相流で大きくなる。これは、体積率の増加に伴い、粒子群が生成する運動エネルギーが卓越してくるためである。その具体的な理由は以下のとおりである。すなわち Squires-Eaton⁽¹⁵⁾, Wang-Maxey⁽¹⁶⁾ らにより粒子が渦度の低い領域に集積しやすいことが明らかにされている。これは周囲の流体よりも粒子の慣性力が高いためである。一方、気泡は慣性力をほとんどもたないため、渦のもつ圧力こう配により結果的に渦度の高い領域に集積する⁽¹⁷⁾。この違いにより、三相流時に渦中心に対して回転モーメントを付加する成分は粒子のほうとなる。

図5は、時刻5sにおける分散体位置での渦度ヒストグラムである。グラフ中に付記した表は、分散体位置での1個あたりの平均渦度を示す(以下、分散体位置平均渦度と呼ぶ)。この結果より、気泡流中の気泡(a)は、粒子流中の粒子(d)よりも、渦度の高い領域に集まる傾向の強いことが再確認される。しかし、気

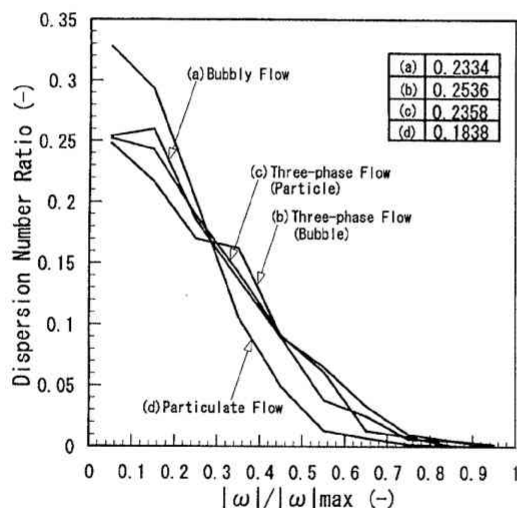


Fig. 5 Vorticity acting on Dispersion

泡流では、生成された渦の強度自体が小さいため、気泡位置平均渦度は高い値とならない。一方、三相流中の気泡および粒子位置平均渦度はほぼ等しく、かつ、他の二相流よりも大きい。これには、それぞれ次の原因が考えられる。気泡の場合では、三相流中で強く成長した渦により渦中心部に吸引される傾向がさらに高くなる。粒子の場合では、気泡運動によって外乱が与えられた渦を横断するために、粒子が通過する軌跡に渦度の高い部分も含まれるようになる。

以上のことをまとめると、三相流中での乱れ(二次的流動)は、気泡と粒子の双方によって誘起されるが、どちらかといえば渦に回転モーメントを与える粒子のほうが乱れの生成において効果的である。また分散相の体積率を同じとして比較すると、三相流は、気泡流および粒子流に比べて乱れのエネルギーが小さい。

なお、図3で[]内の数字は、気泡および粒子の揚力としてともに Auton 揚力を採用した場合の運動エネルギーである。この結果を見ると、揚力の差異により、運動エネルギーの変化が確認できるものの、増減の傾向自体は不変であることがわかる。

3.2 実効粘性係数について 流体中に分散体が含まれる際の実効粘性係数は、分散相が希薄であるという条件のもと、気泡の場合に $1+f_g$ 、粒子の場合に $1+5/2 \cdot f_s$ で与えられる。一方、液体中に気泡と粒子を同時に含む系に対する実効粘性係数は未知である。その第1近似式として、本研究では式(8)のように、気泡を含む場合と粒子を含む場合のそれぞれの実効粘性係数の増分の線形和を用いた。この近似が妥当かは実験的検証が必要であるが、その増分を人為的に k 倍し、計算結果にどのような影響を与えるかを数値的に調査した。この結果、 $k=0 \sim 50$ の範囲では、 $R=0.1 \sim 0.5$ mm, $\alpha_g=\alpha_s=2.5\%$ の条件で、液相の運動エネルギーの発達速度が5%の偏差内に収まり、 k の値が流動構造そのものを決定づける要因ではないことが確認された。

Table 2 Simulation Conditions for 3-D Analysis

| | |
|---|-------------------------------|
| Calculation Domain = 0.1 m×0.1 m×0.1 m | |
| Grid Division Number = 48×48×48 | |
| Time Integration Step = 0.0005 sec. | |
| Simulation Period = 2.0000 sec. | |
| Kinematic Viscosity of Liquid 10^{-6} m ² /s | |
| Gravitational Acceleration 9.806 m/s ² | |
| Density of Gas 0 kg/m ³ | |
| Density of Liquid 10^3 kg/m ³ | |
| Density of Solid 2×10^3 kg/m ³ | |
| (a) $\alpha=0.01$, $R=0.3$ mm | (d) $R=0.1$ mm, $\alpha=0.03$ |
| (b) $\alpha=0.03$, $R=0.3$ mm | (e) $R=0.3$ mm, $\alpha=0.03$ |
| (c) $\alpha=0.05$, $R=0.3$ mm | (f) $R=0.5$ mm, $\alpha=0.03$ |
| α : Total Volume Fraction of Gas & Solid Phases | |
| R : Average Dispersion Radius of Gas & Solid Phases | |

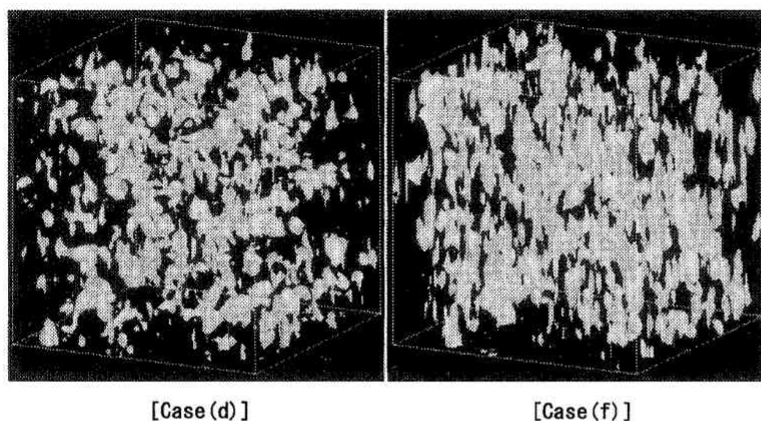


Fig. 6 Iso-surface Structure of Vorticity in Liquid Phase induced by Bubbles and Particles

4. 三次元解析

本節では、三相流中の乱れの構造の三次元解析を行い、エネルギースペクトルと分散体運動特性を明らかにする。表2に計算条件を示す。ここで α は気泡と粒子の体積率の合計であり、各相の体積率はともに $\alpha/2$ である。図6には、表2のうちケース(d)とケース(f)の計算結果から作画した等渦度面を示す。

図6より、液相中に誘起される乱れは、分散体のサイズが小さい場合に等方的な構造、サイズが大きい場合に鉛直方向に波長の長い構造を示すことがわかる。

4.1 エネルギースペクトル 計算結果の三次元データから、次式に従って液相の運動エネルギースペクトルを算出する。

$$\tilde{u}_{ij} = \frac{1}{NM} \sum_{n=0}^{N-1} \sum_{m=0}^{M-1} u_{nm} e^{(2\pi i n l / N)} e^{(2\pi i m j / M)}, \dots (18)$$

$$E(k) = \sum \frac{1}{2} |\tilde{u}_{ij}|^2, \dots (19)$$

ここで、 N および M は鉛直方向、水平方向の格子分割数であり、波数 k は次式によって規定される⁽¹⁷⁾。

$$k - 1/2 < (l^2 + j^2)^{1/2} < k + 1/2, \dots (20)$$

図7は、表2の(b)の条件での液相の運動エネルギースペクトルの時間発展図である。初期では、低波数から高波数の広範囲でエネルギーが増幅するが、時間経過に伴い低波数側のエネルギーだけが增加するようになる。すなわち、上昇気泡および沈降粒子によって誘起された流動は、高波数側で粘性により散逸し、低波数側で成長する。その後、 $\ln(k)=2.5$ のエネルギースペクトルが、 $\ln(E)=-13.5$ 近傍の値を保持し、流れ場は準定常状態となる。

次に、分散相体積率 α と分散体半径 R の変化によるエネルギースペクトルの差異を明らかにする。図8

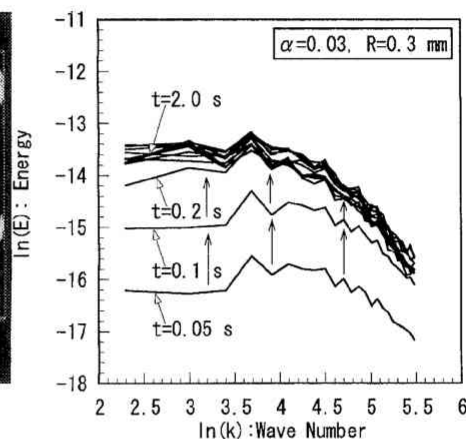


Fig. 7 Time Evolution of Energy Spectrum [case (b)]

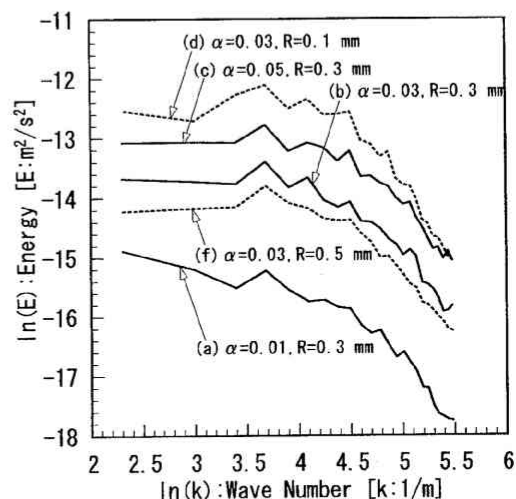


Fig. 8 Difference of Energy Spectra

より、体積率 α [条件(a)~(c)] が大きいほど液相のエネルギーが増加することがわかる。一方、条件(d)~(f)より、同じ体積率でも分散体のサイズが小さいほどエネルギーが増加することがわかる。これは、大きな分散体は液相との相対速度が大きいことから渦にトラップされず安定に上昇または沈降するのに対して、分散体半径が小さい場合では、渦運動によって直線的運動が妨げられ、その結果として同一渦中での渦と分散体の干渉時間が長くなるためと考えられる。

(a)~(f)の5条件のエネルギースペクトルを計算した結果より、Log-Log線図での波数増加に対するエネルギー減衰こう配は、波数領域 $\ln(k)=5.0 \sim 5.5$ において、 $-2.0 \sim -2.9$ 、波数領域 $\ln(k)=3.7 \sim 5.0$ において、 $-0.9 \sim -1.0$ であった。このエネルギー減衰こう配は、分散体間平均距離に対応する波数と同じ波数帯で比較すると、気泡流のそれ⁽⁶⁾⁽⁷⁾⁽¹⁸⁾⁽¹⁹⁾よりも緩

やかな値をもつ。このことは、気泡のもつ浮力と粒子のもつ重力が相殺されるという三相流特有の構造に起因した一つの結果であろう。しかしながら、分散体の並進運動を支配する抗力や揚力など種々の力も、エネルギースペクトルに対して間接的にさまざまな影響を及ぼしている。個々の力の成分とエネルギースペクトルの因果関係については、各成分を無視したり増幅するなど、仮想的な解析を進めることで明らかにすることができる。しかしパラメータが多く、結果の整理も困難であるため、4・2節において表2の範囲内で、分散体の運動特性に関する議論に絞って検討する。

4・2 三相流中の気泡および粒子の運動

[液相駆動率(Liquid Driven Ratio)]

分散体の鉛直方向速度が、どれだけ液相の流れの影響を受けているかを表す指標として、次式で定義される液相駆動率を算出する。

$$LDR = \frac{\overline{v_{LD}}}{\overline{v_D}}, \dots\dots\dots (21)$$

ここで、 $\overline{v_{LD}}$ は、分散体存在位置での液相の鉛直方向平均速度であり、 $\overline{v_D}$ は、分散体自体の鉛直方向平均速度である。この値が大きいほど、その分散体は、分散体近傍の液相流速によって上昇または沈降が促進されていることを表す。

図9に液相駆動率(LDR)の時間発展図を示す。図9から、分散体半径 R が小さいほど液相駆動率が大きく、逆に半径 R が大きいほどそれが低下することがわかる。粒子の場合では、Wang-Maxey⁽¹⁴⁾ により、乱流場での低レイノルズ数粒子の沈降速度の増加が報告されているが、本結果でもよくその性質が現れている。また、気泡と粒子の液相駆動率を比較すると、気泡のほうが10%以上大きいことがわかる。これは、図5でも示したように、気泡が空間的に集積して上昇するためと考えられる。より具体的には、次の原因と思

われる。すなわち、粒子は、上昇流領域よりも局所的抵抗が小さくなる下降流領域に集積すること (preferential sweeping) が知られている。一方、気泡の場合も同様な原理で、気泡と液相が並行流を成す領域に集積する。しかし、それが顕著に現れるのは二相流の場合のみである。三相流中では、上昇気泡と沈降粒子の混在により、長い波長の液相流動が成長しなくなり、分散体と液相が並行流となる領域が減少する。このとき、粒子と気泡では慣性応答時間に3倍の差があるため、気泡が並行流領域に集積し、粒子は応答が遅れる。これにより粒子の液相駆動率が気泡より低下する。

[分散体乱れ度(Dispersion Turbulence Ratio)]

分散体がどれだけの速度変動を伴って移動するかを評価するために、分散体乱れ度(DTR)を次式で定義する。

$$DTR = \sqrt{\frac{\overline{u_D^2} + \overline{v_D^2} + \overline{w_D^2}}{\overline{v_D^2}}}, \dots\dots\dots (22)$$

ここで、 $\overline{u_D}$, $\overline{v_D}$, $\overline{w_D}$ は、分散体の各方向速度の標準偏差(rms値)であり、 $\overline{v_D}$ は、分散体の鉛直方向平均速度である。

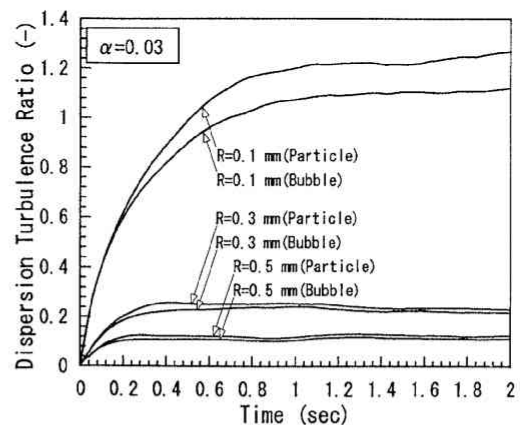


Fig. 10 Time Evolution of DTR

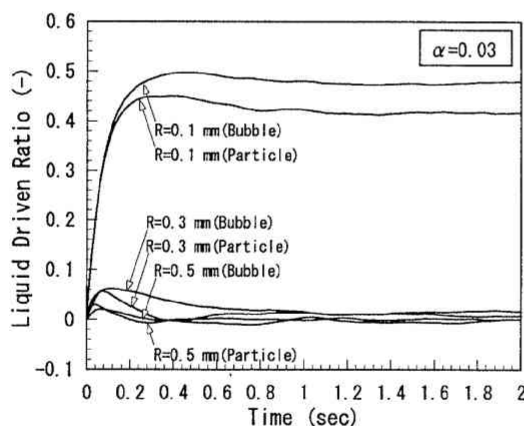


Fig. 9 Time Evolution of LDR

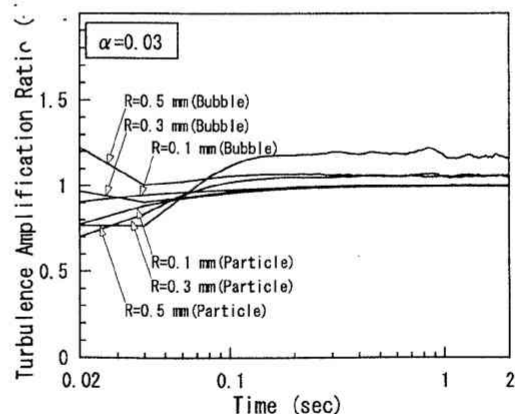


Fig. 11 Time Evolution of TAR

Table 3 Collision Ratio of Dispersion

| | Volume Fraction of Dispersion | | | | |
|--------------|-------------------------------|------|------|------|-------|
| | 1% | 2% | 3% | 4% | 5% |
| Total Numb. | 2387 | 4775 | 7162 | 9549 | 11937 |
| Total Colli. | 145 | 665 | 1356 | 2229 | 3337 |
| Colli. Frac. | 0.06 | 0.14 | 0.19 | 0.23 | 0.28 |

図 10 に分散体乱れ度の時間発展を示す。図 10 から、分散体半径 R が小さいほど DTR が大きくなることがわかる。なかでも $R=0.1$ mm の場合では、DTR が 1 を超えており、分散体運動の直線性が極めて低くなることがわかる。分散体半径が小さいほど DTR が増大する理由は、もともと液相との相対速度が小さいゆえに、液相の局所的な流れに大きく影響を受けるためである。このことは図 9 に対応する。

[乱れ増幅率(Turbulence Amplification Ratio)]

図 11 に乱れ増幅率(TAR)の時間発展図を示す。乱れ増幅率とは、液相の乱れ速度に対する分散体の乱れ速度の比を表すパラメータであり、次式で定義される。

$$\text{TAR} = \sqrt{\frac{\overline{u_D'^2} + \overline{v_D'^2} + \overline{w_D'^2}}{\overline{u_{LD}'^2} + \overline{v_{LD}'^2} + \overline{w_{LD}'^2}}}, \dots\dots\dots (23)$$

ここで、 $\overline{u_D'}$, $\overline{v_D'}$, $\overline{w_D'}$ は、分散体の各方向速度の標準偏差(rms 値)であり、 $\overline{u_{LD}'}$, $\overline{v_{LD}'}$, $\overline{w_{LD}'}$ は、分散体存在位置での液相の各方向速度の標準偏差(rms 値)である。TAR が 1 以上の場合では、分散体のほうが液相よりも大きな流速変動を伴うことを表す。

図 11 より、乱れ増幅率 TAR は時間経過に伴い 1 に近づくことがわかる。ただし、初期(0.5 s 以前)においては、粒子の場合で 1 より小さく、逆に気泡の場合で 1 より大きな値をとる。これは、分散体の液相に対する密度差に起因する。すなわち、粒子を含む液体に外力が作用すると、粒子の慣性力が液体より大きいため、相対的に、粒子の応答が遅延する。逆に、気泡を含む液体の場合では、液体のほうが遅延し、相対的に気泡が先行して応答する。気泡・粒子ともに半径 R の大きいときにそれらが顕著となる傾向が見られる。これは式(11)、(12)で明らかのように、半径が大きい場合に、圧力こう配や速度こう配の影響を大きく受けるためである。

4.3 分散体同士の接触確率について 本研究では 2.2 節の仮定(4)に述べたとおり、気泡と粒子の接触による運動軌跡の変化を考慮していない。ここでは、分散体が空間的にランダムな位置に配置するときの分散体同士の接触確率を調査した。ここでの接触確

率の定義は、一辺が L の立方体を検査体積とし、その内部に半径 R の粒子を N 個だけ配置したとき、ある粒子の界面が他の粒子の界面に接触する確率である。この結果は、分散体の体積率 $\alpha = (4/3)\pi R^3 N/L^3$ のみの関数となり、表 3 に示す結果となった。表 3 中で、1 行めは分散体の総数、2 行めは接触数、3 行めはそれらの比で与えられる接触確率である。表 3 より、体積率が 5% の場合では、約 3 割の確率で分散体同士が接触することがわかる。固気混相流の研究では、固体同士の衝突モデルの構築例⁽²⁰⁾があるものの、気泡同士あるいは異分散体同士の干渉モデルの系統的な研究例はない。本研究では、分散体同士の接触を無視しているため、理想化された系の議論をしているにすぎない。現実には、気泡と粒子が相対速度をもって接近すると、気泡形状の変形運動に起因する不規則的パウンス挙動や、界面の電気化学的物性に依存する気泡と粒子の吸着、さらには、気泡の体積振動に伴う異常反発などの特異現象の可能性がある。これらについては今後の課題として位置づけなければならない。

5. 結 論

静止液体中に上昇気泡群と沈降粒子群を混入することで生じる三相流動を、Euler-Lagrange モデルを用いた数値計算により予測した。同モデルは気泡流の乱れ生成構造について定量的にも十分な妥当性が確認されており、本論文では、これを三相流用に発展させた。本報では、分散相体積率が 5% 以下、分散体半径が 0.1~0.5 mm、固相と液相と気相の密度比が 2:1:0 の条件による計算から、以下のことが明らかとなった。

二次元解析結果より：

- (1) 分散相の体積率を一定として比較すると、三相流時の運動エネルギーは、気泡流および粒子流のそれよりも低下する。この原因は、粒子と気泡の接近により重力の効果が相殺されるためで、流動を駆動する体積力スペクトルからもそれが示された。
- (2) 粒子二相流および三相流の両方において、粒子は液相中に形成された渦の中心から離れるように分布するため、渦に回転モーメントを付加する。

三次元解析結果より：

- (3) 分散相体積率が大きいほど、また分散体半径が小さいほど、誘起される液相の運動エネルギーが増加する。これは気泡流の場合と同じ性質である。
- (4) 液相のエネルギースペクトルの計算結果より、波数の増加に対するエネルギー減衰こう配は、気泡流よりも三相流のほうが緩い。これは上述の

(1)と(2)に原因があると思われる。

(5) 粒子と気泡の慣性応答時間の差のため、粒子の並行流領域への集積が気泡に比べて遅れる。それゆえ、三相流中では、気泡が並行流領域に集積する傾向が強くなる。

(6) 液相の速度変動に対する分散体の速度変動の比を統計したところ、流れ場が過渡的に変化する際には、気泡のほうが1を超え、粒子は1未満となることが確認された。

本研究は、著者の一人が、文部省科学研究費補助金[基礎研究C-2, No.10650166, 奨励研究A, No.10750121]の助成を受けて行われた。ここに記して謝意を示す。

文 献

- (1) Sakaguchi, T., ほか2名, *Exp. Heat Trans., Fluid Mech. Thermodyn.* (1997), 909-924.
- (2) Minagawa, H. and Sakaguchi, T., *Proc. 3 rd. Int. Conf. Multiphase Flow, ICMF'98*, (1998)/CD-ROM, file. 553.
- (3) Margaris, D. P. and Papanikas, D. G., *Trans. ASME, J. Fluids Eng.*, 119 (1997), 995-1002.
- (4) 矢部 孝, *ながれ*, 15 (1996), 367-375.
- (5) 富山明男・ほか4名, *機論*, 60-580, B (1994), 9-14.
- (6) 村井祐一・ほか5名, *機論*, 65-632, B (1999), 161-168.
- (7) 村井祐一・ほか4名, *機論*, 65-632, B (1999), 169-176.
- (8) 村井祐一・松本洋一郎, *機論*, 63-611, B (1997), 17-22.
- (9) Takewaki, H. and Yabe, T., *J. Comput. Phys.*, 70 (1987), 355-362.
- (10) 村井祐一・ほか3名, *機論*, 64-626, B (1998), 3257-3263.
- (11) 富山明男・ほか2名, *機論*, 61-587, B (1995), 1-8.
- (12) 高木周・松本洋一郎, *混相流*, 10-3 (1996), 264-273.
- (13) Saffman, P. G., *J. Fluid Mech.*, 22-2 (1965), 385-400.
- (14) Auton, T. R., *J. Fluid Mech.*, 183 (1987), 199-218.
- (15) Squires, K. D. and Eaton, J. K., *Phys. Fluids*, A2 (7) (1990), 1191-1203.
- (16) Wang, L. and Maxey, M. R., *J. Fluid Mech.*, 256 (1993), 27-68.
- (17) Druzhinin, O. A. and Elghobashi, S., *Phys. Fluids*, 10-3 (1998), 685-697.
- (18) 高木崇・ほか3名, *機構論*, No. 98-1 (1998), 111-112.
- (19) Esmaeeli, A. and Tryggvason, G., *J. Fluid Mech.*, 314 (1996), 315-330.
- (20) Hoomans, P. B., Kuipers, J. A. M., Briels, W. J. and van Swaaij, W. P. M., *Chem. Eng. Sci.*, 51-1 (1996), 99-118.